

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
«ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к лабораторным работам

«Исследование характеристик оптоэлектронных приборов»

из раздела «Полупроводниковые фотоприемники и источники излучения»

дисциплины «Физические основы оптоэлектроники»

для студентов направления подготовки

6.050801 «Микро- и нанoeлектроника»

Методические указания к лабораторным работам «Исследование характеристик оптоэлектронных приборов» из раздела «Полупроводниковые фотоприемники и источники излучения» дисциплины «Физические основы оптоэлектроники» для студентов направления подготовки 6.050801 «Микро- и наноэлектроника» / Состав.: Р.В. Зайцев, Г.С. Хрипунов. – Харьков: НТУ «ХПИ», 2014. – 47 с.

Составители: Р.В. Зайцев,
Г.С. Хрипунов

Рецензент доц. И.В. Федорин

Кафедра физического материаловедения для электроники и гелио-энергетики

ВВЕДЕНИЕ

Методические указания к лабораторным работам по разделу «Полупроводниковые фотоприемники и источники излучения» дисциплины «Физические основы оптоэлектроники» касаются двух лабораторных работ: «Исследование вольт-амперных характеристик фоторезистора и фотодиода» и «Исследование характеристик оптопар».

Оптоэлектронные приборы и устройства в настоящее время являются как специальными отдельными элементами систем, так и блоками более сложных систем, которые в результате информационных связей с другими блоками этих же систем часто не могут быть выделены как отдельные самостоятельные единицы. В качестве примера таких устройств могут быть приведены фотоэлектрические системы передачи информации между блоками систем, позволяющие исключить или уменьшить количество коммутационных электроконтактных линий связи между блоками. Кроме того, оптоэлектронные приборы получили широкое распространение в системах опознавания образов и для связи электронных информационных систем с органолептическими органами приема и переработки информации.

Целями рассматриваемых лабораторных работ являются:

- знакомство с устройством приемников электромагнитного излучения и их свойствами;
- знакомство с принципами действия и характеристиками основных типов технических приемников электромагнитного излучения в оптическом диапазоне;
- знакомство с областями применения фотоэлектрических приемников и их выбором в зависимости от решаемой задачи приборов;
- изучение методов расчета важнейших параметров и характеристик приборов.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОРЕЗИСТОРА И ФОТОДИОДА

Цель работы – Ознакомление с методами экспериментального исследования фоторезистора и фотодиода. Определение основных параметров и характеристик в различных режимах их работы. Изучение электрических и оптических явлений в полупроводниках, основных характеристик и параметров оптоэлектронных приборов.

1.1 Общие сведения

1.1.1 Классификация фотоэлектрических эффектов и оптоэлектронных приборов

На рисунке 1.1 представлена схема, иллюстрирующая классификацию фотоэлектрических эффектов.

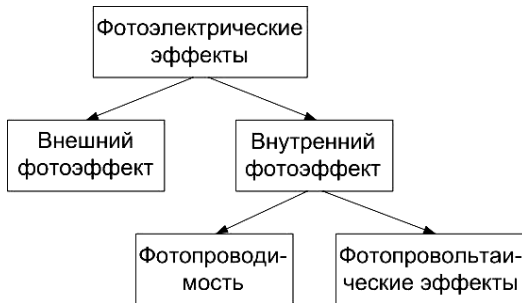


Рисунок 1.1 – Классификация фотоэлектрических эффектов

Фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом) называют процесс взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, в результате которого энергия фотонов передается электронам вещества. Фотоэлектрические эффекты делятся на внешний и внутренний фотоэффекты. Внешний фотоэффект связан с вырыванием электронов из кристаллов под действием электромагнитного излучения. При внутреннем фотоэффекте электрон вырывается из атома под действием электромагнитного излучения, но остается внутри кристалла. Внутренний фотоэффект лежит в основе фотопроводимости и фотогальванических эффектов. Увеличение эле-

ктропроводности полупроводника под действием электромагнитного излучения называется фотопроводимостью.

Кроме фотопроводимости электромагнитное излучение в полупроводниках вызывает появление фотоЭДС. Эффекты, приводящие к появлению фотоЭДС в полупроводниках, называются фотовольтаическими.

Приборы на основе фотоэлектрических эффектов называются оптоэлектронными. Оптоэлектронные приборы делятся на три группы:

- приборы, преобразующие электрическую энергию в оптическое излучение (светодиоды, полупроводниковые лазеры);
- приборы, детектирующие оптические сигналы за счет протекающих под действием электромагнитного излучения электронных процессов (фотодетекторы, фотосенсоры);
- приборы, осуществляющие преобразование оптического излучения в электрическую энергию (фотовольтаические приборы, фотоэлектрические преобразователи).

1.1.2 Оптические свойства полупроводников

1.1.2.1 Оптическое поглощение

При действии электромагнитного излучения с полупроводником происходит взаимодействие квантов энергии с обеими подсистемами - атомной и электронной, составляющими кристалл.

Изменение интенсивности электромагнитного излучения, падающего на полупроводник, можно описать законом Бугера-Ламберта:

$$J = J_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (1.1)$$

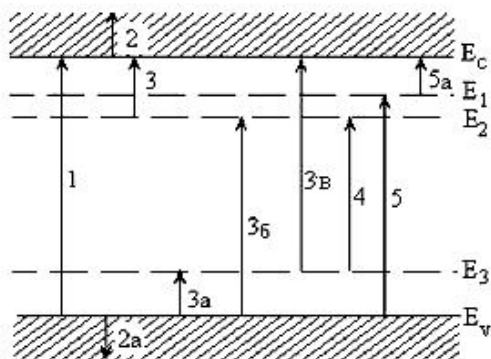
где J – интенсивность электромагнитного излучения на расстоянии x от поверхности; J_0 – интенсивность падающего на полупроводник излучения; α – коэффициент поглощения.

Коэффициент поглощения показывает вероятность поглощения кванта энергии на расстоянии в единицу длины $[\alpha] = [\text{м}^{-1}]$.

Под действием электромагнитного излучения в полупроводниках образуются неравновесные носители заряда вследствие электронно-дырочных переходов, приведенных на рисунке 1.2. Переход типа 1 соответствует собственному поглощению вещества, в результате которого образуется пара свободных носителей заряда, а именно, электрон и дырка. Такое возбуждение называется биполярным. Электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, возбужденные электромагнитным излучением, переходят на уровни с более высокими энергиями (переходы 2 и 2а, рисунок 1.2). Данное поглощение называется поглощением на свобод-

ных носителях заряда. В результате поглощения фотонов примесными атомами и несовершенствами кристаллической решетки, которые образуют энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника, происходят переходы типа 3 и 4.

Переходы электронов с примесного уровня в зону проводимости (3) или из валентной зоны на примесный уровень (3а) представляют собой примесное поглощение. Переходам 5 и 5а на рисунке 1.2 соответствует поглощению на экситонах.



E_1 – экситонный уровень, E_2, E_3 – примесные уровни;

1 – собственное поглощение; 2, 2а – поглощение свободными носителями; 3, 3а – примесное поглощение (примесь – ближняя зона); 3б, 3в – примесное поглощение (примесь – дальняя зона); 4 – межпримесное поглощение;

5 – экситонное поглощение (оптическое возбуждение экситона);

5а – экситонное поглощение (оптический распад экситонов)

Рисунок 1.2 – Схема электронно-дырочных переходов, возникающих в полупроводнике при поглощении квантов света

Возбужденные светом избыточные электроны и дырки участвуют в процессе электропроводности полупроводника до тех пор, пока не рекомбинируют или не будут захвачены на локальный энергетический уровень.

Спектр оптического поглощения полупроводника зависит от многих факторов, таких как длина волны, частота излучения, концентрация центров поглощения. Под центрами поглощения понимают свободные и связанные носители заряда, дефекты кристаллической решетки, примесные и собственные атомы. Рисунок 1.3 иллюстрирует зависимость коэффициента поглощения полупроводника от длины волны излучения.

1. Собственное поглощение.

Собственное поглощение соответствует переходу электрона из валентной зоны в зону проводимости (область 1, на рисунке 1.3). Для реализации такого перехода необходимо, чтобы энергия поглощенных квантов была бы равна или больше ширины запрещенной зоны полупроводника $h\nu \geq \Delta E_g = E_v - E_c$. На энергетической зонной диаграмме полупроводника, рисунок 1.4, показана реализация этого процесса.

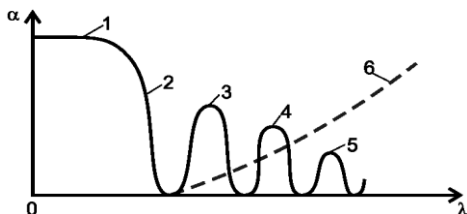


Рисунок 1.3 – Зависимость коэффициента поглощения примесного полупроводника от длины волны излучения

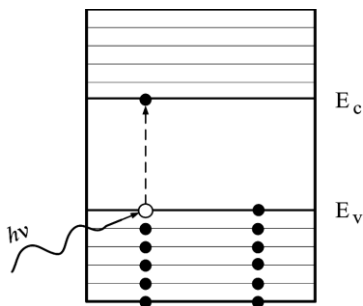


Рисунок 1.4 – Схематическое изображение процесса собственного поглощения

Область собственного поглощения полупроводников находится либо в видимой области, либо в инфракрасной области спектра поглощения. Граничная длина волны, соответствующая собственному поглощению, определяется по формуле:

$$\lambda_{cp} = \frac{hc}{\Delta E_g} = \frac{1,24 \cdot \text{мкм} \cdot \text{эВ}}{\Delta E_g} \quad (1.2)$$

где h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; ΔE_g в эВ.

Следовательно, граничная частота, соответствующая собственному поглощению, определяется шириной запрещенной зоны полупроводника. Коэффициент поглощения α на прямых переходах примерно равен 10^8 м^{-1} .

При собственном поглощении различают прямые и непрямые переходы электронов, показанные на рисунке 1.5.

Прямые переходы электронов соответствуют вертикальным переходам (переход 1, рисунок 1.5). Для таких переходов необходимы энергии квантов больше или равные ширине запрещенной зоны полупроводника.

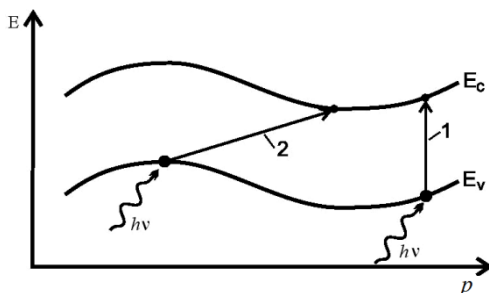


Рисунок 1.5 – Реализация прямых и непрямых переходов при собственном поглощении

Непрямые переходы осуществляются между максимумом валентной зоны и минимумом зоны проводимости, переход 2 на рисунке 1.5. Для реализации таких переходов необходимы дополнительные затраты энергии, которые черпаются из энергии кристаллической решетки – фононов. Таким образом, для осуществления поглощения на непрямых переходах электронов необходимо совместное участие квантов тепловой и световой энергии, поэтому поглощение на непрямых переходах смещается в коротковолновую область спектра по отношению к поглощению на прямых переходах. Вероятность непрямых переходов меньше, так как для их реализации необходимо, чтобы фонон и электрон оказались бы в одной точке пространства, поэтому коэффициент поглощения α на непрямых переходах невелик и составляет около 10^5 м^{-1} .

2. Поглощение на примесях.

Данному поглощению соответствует область 3 на рисунке 1.3. Оно реализуется за счет перехода электронов с донорных уровней в зону проводимости или из валентной зоны на акцепторные уровни. Граничная длина волны поглощения соответствует энергии примесного уровня ($\lambda_{cp} \sim E_{np}$). Учитывая, что энергия примесного уровня много меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, то область примесного погло-

печения смещается в инфракрасную область спектра. При этом плотность состояний на примесных уровне много меньше эффективной плотности состояний в зоне проводимости (в валентной зоне) по абсолютной величине, поэтому коэффициент поглощения на примесях на несколько порядков меньше собственного. В спектре поглощения могут присутствовать отдельные полосы, связанные с возбуждением примесных атомов (область 4 на рисунке 1.3).

3. Поглощение на экситонах.

Возбужденное состояние основного атома также реализуется, когда электрон не отрывается от него, а лишь переходит на один из незаполненных уровней. Такое состояние получило название экситонного (от английского слова *excitation* – возбуждение). Отличие экситонного состояния от возбужденного состояния примесного атома заключается в том, что энергия кристалла не зависит (в силу трансляционной симметрии) от того, какой из атомов возбужден, поэтому возбужденное состояние может перемещаться по всему кристаллу. В результате этого образуются зоны экситонных состояний. Движение экситонов не создает электрического тока, так как перемещается не электрон, а лишь возбужденное состояние атома. Экситон можно представить как совместное движение электрона и дырки, связанных кулоновскими силами и вращающихся вокруг общего центра тяжести; кроме этого, такая пара может поступательно перемещаться по всему кристаллу.

На образование экситона – возбуждение атома требуется меньшая энергия, чем на его ионизацию, поэтому экситонные линии лежат в спектре поглощения справа от основной полосы, т. е. в области меньших частот и энергий. Экситонному поглощению соответствует область 2 на рисунке 1.3.

4. Поглощение кристаллической решеткой.

Часть поглощенной энергии может тратиться на увеличение колебательной энергии кристаллической решетки. В результате появляются узкие полосы в инфракрасной области спектра (область 5, рисунок 1.3). Для ионных кристаллов наблюдается сильное поглощение в далекой инфракрасной области.

5. Поглощение на носителях заряда.

Данному виду поглощения соответствует область 6 на рисунке 1.3. Он реализуется при переходе электронов с одних энергетических уровней на другие в пределах энергетической зоны. Спектр поглощения свободными носителями заряда сплошной и находится в длинноволновой инфракрасной области спектра.

1.1.2.2 Фотопроводимость

Явление фотопроводимости заключается в увеличении электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения.

В основе фотопроводимости лежит внутренний фотоэффект: увеличение концентрации свободных носителей заряда за счет их оптического возбуждения.

Следует отметить, что увеличение электропроводности при действии электромагнитного излучения может быть связано с изменением подвижности носителей заряда вследствие их перераспределения на более высокие энергетические уровни, что приводит к изменению эффективной массы носителей заряда. Однако изменение подвижности носителей заряда вносит существенный вклад в фотопроводимость только в слабо легированных полупроводниках с малой эффективной массой носителей заряда при низких температурах и малых энергиях квантов электромагнитного излучения.

Увеличение концентрации носителей заряда в полупроводниках под действием электромагнитного излучения реализуется следующим образом:

- электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости, при этом образуются как дырки, так и электроны (переход 1, рисунок 1.2);
- электроны из валентной зоны переходят на свободные акцепторные уровни; при этом возрастает дырочная проводимость (переход 3а, рисунок 1.2);
- электроны переходят с донорных уровней в зону проводимости полупроводника, что приводит к увеличению электронной проводимости (переход 3, рисунок 1.2).

При поглощении фотона электронно-дырочная пара получает избыточную энергию и квазиимпульс. Равновесное распределение фотоносителей по энергиям и квазиимпульсам устанавливается за время, меньшее времени нахождения в соответствующих зонах. Поэтому они успевают «термолизироваться», т.е. распределение их по энергиям и квазиимпульсам становится таким же, как для равновесных электронов и дырок.

Полная электропроводность полупроводника определяется:

$$\sigma = q(\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (1.3)$$

где n_0 , p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок; Δn , Δp – неравновесные концентрации электронов и дырок.

Она складывается из темновой электропроводности σ_T , определяемой равновесными носителями заряда, и электропроводности σ_Φ при действии электромагнитного излучения

$$\sigma_\Phi = q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (1.4)$$

Пусть под действием электромагнитного излучения в полупроводнике образуются носители заряда, определяемые скоростью генерации носителей заряда G . Тогда с момента начала действия электромагнитного излучения концентрация носителей заряда в полупроводнике начнет расти по закону:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G. \quad (1.5)$$

Процесс роста концентрации носителей заряда не может продолжаться бесконечно из-за конкурирующего процесса – рекомбинации носителей заряда. Через некоторое время скорости генерации и рекомбинации окажутся равными и концентрация носителей заряда будет стационарной Δn_{CT} .

Обозначим время жизни фотоносителя, т.е. время, которое в среднем проводит носитель, созданный светом, в зоне проводимости или в валентной зоне, как τ . Тогда число фотоэлектронов, рекомбинирующих в секунду, будет равно $\Delta n / \tau$. В результате уравнение (1.5) с учетом рекомбинации преобразуется к виду:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau}; \quad (1.6)$$

решением этого уравнения является:

$$\Delta n = \Delta n_{CT} \left(1 - e^{-(t/\tau)} \right), \quad (1.7)$$

где $\Delta n_{CT} = G \tau$.

Из уравнения (1.7) следует, что с течением времени неравновесная концентрация носителей заряда стремится к своему стационарному значению Δn_{CT} . Поэтому величину τ в этом случае называют временем релаксации фотопроводимости.

Общая концентрация электронов, включающая равновесные и неравновесные носители заряда равна:

$$n = n_0 + \Delta n_{CT} \left(1 - e^{-(t/\tau)} \right). \quad (1.8)$$

Для стационарной фотопроводимости, когда $d\Delta n/dt = 0$, в собственном полупроводнике, где концентрации неравновесных электронов и дырок равны, получаем:

$$\sigma_{\phi 0} = q\Delta n_{CT}(\mu_n + \mu_p) = qG\tau(\mu_n + \mu_p). \quad (1.9)$$

Таким образом, стационарная фотопроводимость определяется скоростью генерации, временем жизни неравновесных носителей заряда, их подвижностью. Время жизни зависит от структуры полупроводника, степени его чистоты и температуры. Оно изменяется в пределах от 10^{-1} до 10^{-3} с.

Скорость генерации носителей заряда зависит от расстояния x , измеряемого от поверхности полупроводника, так как плотностью потока фотонов N_0 , ($\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$), падающих на поверхность образца, согласно закону Бугера–Ламберта экспоненциально убывает. Для полупроводника толщиной Δx плотность потока фотонов, поглотившихся в полупроводнике:

$$\Delta N = N_0 - N_0 e^{-\alpha \Delta x} = N_0 (1 - e^{-\alpha \Delta x}). \quad (1.10)$$

В случае тонкого полупроводника или малого коэффициента поглощения, $\alpha \Delta x \ll 1$, получаем:

$$\Delta N = N_0 \alpha \Delta x. \quad (1.11)$$

Число электронно-дырочных пар $\Delta N_{\text{пар}}$, образуемых поглощенными фотонами:

$$\Delta N_{\text{пар}} = Q \Delta N = Q N_0 \alpha \Delta x. \quad (1.12)$$

Коэффициент пропорциональности Q называется квантовым выходом внутреннего фотоэффекта. Он равен числу носителей (пар носителей), рождаемых в среднем каждым поглощенным фотоном. Он может быть больше единицы, если при поглощении одного фотона высокой энергии рождается две и более электронно-дырочных пары, и меньше единицы, если часть фотонов поглощается свободными носителями заряда.

Разделив $\Delta N_{\text{пар}}$ на толщину пластины, получим скорость генерации электронно-дырочных пар в единичном объеме:

$$G = \frac{\Delta N_{\text{нар}}}{\Delta x} = \eta N_0 \alpha . \quad (1.13)$$

Подставляя (1.13) в (1.9), получим:

$$\sigma_{\phi 0} = qQ\alpha\tau N_0 (\mu_n + \mu_p) . \quad (1.14)$$

Выразим плотность потока фотонов N_0 через освещенность $E_{\text{осв}}$, м²/Вт :

$$N_0 = \frac{E_{\text{осв}}}{h\nu} , \quad (1.15)$$

где ν - частота электромагнитного излучения.

Преобразуем уравнение (1.14) с учетом (1.15):

$$\sigma_{\phi 0} = \frac{qQ\alpha\tau E_{\text{осв}} (\mu_n + \mu_p)}{h\nu} . \quad (1.16)$$

Плотность фототока J_ϕ , протекающего через полупроводник длиной l , под действием напряжения U согласно закону Ома определяется:

$$J_\phi = \sigma_{\phi 0} \cdot E = \sigma_{\phi 0} \cdot \frac{U}{l} = \frac{qQ\alpha\tau E_{\text{осв}} (\mu_n + \mu_p)}{h\nu} , \quad (1.17)$$

где E – напряженность электрического поля.

Следует отметить, что на практике зависимость $J_\phi = f(E_{\text{осв}})$ носит более сложный характер, так как при выводе уравнения (1.17) рассматривалась упрощенная картина процессов в полупроводниках.

После прекращения действия электромагнитного излучения процесс генерация носителей заряда прекращается и уравнение (1.6) преобразуется к виду:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} . \quad (1.18)$$

Решение данного уравнения с начальным условием при $t = 0$ и $\Delta n = \Delta n_{CT}$ имеет вид:

$$\Delta n = \Delta n_{CT} e^{-t/\tau} \quad (1.19)$$

или для общей концентрации носителей заряда:

$$\Delta n = n_0 + \Delta n_{CT} e^{-t/\tau} . \quad (1.20)$$

Следовательно, прекращение действия электромагнитного излучения приводит к уменьшению концентрации носителей заряда, которая стремится к своему исходному значению.

По закону аналогичному уравнению (1.19) будет происходить спад фототока полупроводника (рисунок 1.6):

$$I_{\phi} = I_{\phi 0} \cdot e^{-t/\tau} , \quad (1.21)$$

где $I_{\phi 0}$ – стационарное значение фототока.

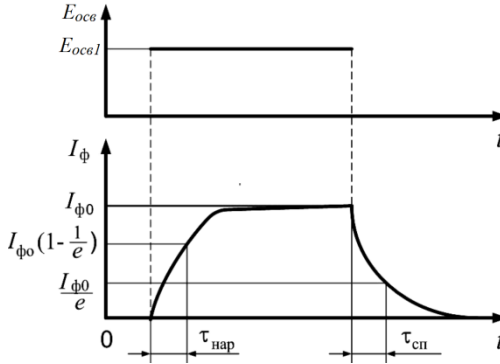


Рисунок 1.6 – Кривая релаксации фототока полупроводника

Из уравнения (1.21) видно, что чем больше время жизни неравновесных носителей заряда, тем медленнее происходит спад фототока. На рисунке 1.6 представлена кривая релаксации фототока полупроводника и основные ее характеристики. Данную зависимость используют для экспериментального определения среднего времени жизни неравновесных носителей заряда.

1.1.3 Фотовольтаические эффекты

Под фотовольтаическими (фотогальваническими) эффектами понимают возникновение электродвижущей силы (фотоЭДС) в полупроводнике в результате пространственного разделения оптически возбужденных носителей заряда противоположного знака. Для возникновения фотоЭДС необходимо выполнение следующих условий:

- электромагнитное излучение должно быть неоднородным, т.е. в различных элементах объема полупроводника должно поглощаться различное количество фотонов и соответственно появляется различное количество фотоносителей. Наличие градиента концентрации фотоносителей вызывает диффузию и возникновение фотоЭДС при условии, что коэффициенты диффузии дырок и электронов отличаются друг от друга;
- освещаемый полупроводник должен быть неоднородным, в этом случае распределение концентрации фотоносителей по объему полупроводника будет неравномерным и вследствие этого возникает фотоЭДС.

1.1.3.1 Эффект Дембера

Если на поверхности полупроводника падает электромагнитное излучение (свет), энергия квантов которого достаточна для генерации фотоносителей, при этом коэффициент поглощения достаточно велик, то электромагнитное излучение будет поглощаться в основном в приповерхностном слое полупроводника, где и будут создаваться фотоносители. Данное явление относится к случаю неоднородного освещения полупроводника. Электроны и дырки будут диффундировать в область с меньшей концентрацией носителей заряда, которая характеризуется минимальной освещенностью. В результате возникает фотоЭДС, пропорциональная разности коэффициентов диффузии носителей заряда противоположного знака. В состоянии термодинамического равновесия фотоЭДС компенсирует разность коэффициентов диффузии электронов и дырок.

Выражение для фотоЭДС Дембера имеет вид:

$$U_{\text{фд}} = \frac{kT (\mu_n - \mu_p)}{q (\mu_n + \mu_p)} \ln \frac{\sigma_{\text{п}}}{\sigma_T} . \quad (1.22)$$

где $\sigma_{\text{п}}$ – удельная электропроводность полупроводника в непосредственной близости от поверхности, т.е. сумма темновой электропроводности и фотопроводимости:

$$\sigma_{\text{п}} = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_T . \quad (1.23)$$

Следует, что фотоЭДС Дембера тем больше, чем больше разность подвижностей электронов и дырок. Данное уравнение может быть применимо к примесной фотопроводимости. Эффект Дембера в определенной степени аналогичен явлению термоЭДС.

1.1.3.2 Фотоэлектромагнитный эффект Кикоина-Носкова

Приложим к выше рассмотренному полупроводнику магнитное поле, направленное перпендикулярно к потоку лучистой энергии и к одной из граней. В результате на электроны и дырки, диффундирующие от освещенной поверхности, будет действовать сила Лоренца:

$$F_L = \frac{q \cdot [\vec{v} \times \vec{H}]}{c}, \quad (1.24)$$

где v – дрейфовая скорость носителей заряда; H – напряженность магнитного поля.

Эта сила отклоняет электроны и дырки в противоположные стороны. В результате возникает поперечная ЭДС, перпендикулярная направлению магнитного поля и потока лучистой энергии. Величина ЭДС Кикоина - Носкова в состоянии равновесия определяется равенством токов, созданных ЭДС и магнитным полем.

Эффект Кикоина-Носкова аналогичен поперечному эффекту Нернста - Эттингсгаузена.

При коротком замыкании электрических контактов на гранях полупроводника образуется ток, созданный фотоэлектромагнитной ЭДС:

$$I_{\Phi\mathcal{M}} = \frac{Qn_{CB}qH}{l} [\mu_n L_n + \mu_p L_p], \quad (1.25)$$

где n_{CB} – число квантов света, падающих на 1 м^2 полупроводника в единицу времени; L_p и L_n – диффузионная длина дырок и электронов.

Фотоэлектромагнитная ЭДС (холостого хода) определяется посредством умножения тока короткого замыкания $I_{\Phi\mathcal{M}}$ на сопротивление образца с учётом его уменьшения за счет появления фотоносителей.

1.1.3.3 Вентильный фотоэффект

Вентильным фотоэффектом называют фотоЭДС, возникающую при освещении вентильного, т.е. выпрямляющего контакта. Выпрямляющими свойствами обладают контакты полупроводников различного типа электропроводности, металла с полупроводником. Полупроводниковые приборы, основанные на вентильном фотоэффекте и предназначенные для превращения световой энергии в электрическую или световых сигналов в

электрические, называют фотоэлементами. Рассмотрим образование вентильной фотоЭДС при освещении p - n -перехода.

Пусть p - n -переход освещается светом со стороны полупроводника p -типа электропроводности с энергией квантов больше энергии запрещенной зоны, что соответствует образованию электронно-дырочных пар. На рисунке 1.7 показан процесс генерации под действием квантов света носителей заряда в p -области p - n -перехода с последующей их диффузией.

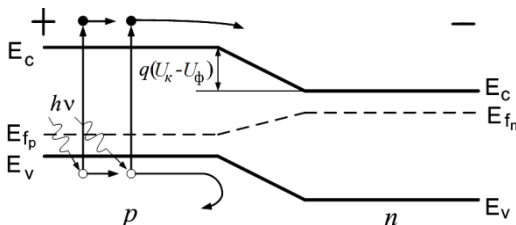


Рисунок 1.7 – Оптическая генерация неравновесных носителей заряда в p -области p - n -перехода

Генерируемые носители заряда будут диффундировать к p - n -переходу. Электроны зоны проводимости полупроводника p -типа электропроводности под действием контактного поля переходят в зону проводимости полупроводника n -типа, при этом дырки задерживаются контактным полем и остаются в p -области. В результате происходит пространственное разделение оптически генерированных электронов и дырок, при этом акцепторный полупроводник приобретает положительный, а донорный – отрицательный заряд, что эквивалентно возникновению фотоЭДС U_ϕ . Последняя называется напряжением холостого хода U_{xx} при разомкнутой внешней цепи.

Таким образом, под действием квантов света через p - n -переход протекает I_ϕ фототок, который создает на p - n -переходе разность потенциалов в пропускном направлении, уменьшающую на свою величину контактную разность потенциалов qU_k , и как вследствие этого через p - n -переход потечет ток I_y , называемый током утечки, в обратном направлении:

$$I_y = I_s \left(e^{\frac{qU_{xx}}{kT}} - 1 \right), \quad (1.26)$$

где I_s – ток насыщения, обусловленный тепловой генерацией носителей заряда.

Состояние термодинамического равновесия устанавливается при равенстве тока утечки и фототока, протекающих через p - n -переход:

$$I_{\phi} - I_s \left(e^{\frac{qU_{xx}}{kT}} - 1 \right) = 0 . \quad (1.27)$$

Выразим из этого уравнения напряжение холостого хода:

$$U_{xx} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{\phi}}{I_s} + 1 \right) . \quad (1.28)$$

При подключении к фотоэлементу на основе p - n -перехода внешней нагрузки R_n , рисунок 1.8, фотоЭДС в p - n -переходе создается только частью носителей заряда, а другая часть носителей заряда обеспечивает ток I_n через нагрузку.

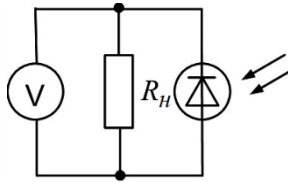


Рисунок 1.8 – Электрическая схема для измерения вентильной ЭДС

Напряжение на нагрузке равно:

$$U_n = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{\phi} - I_n}{I_s} + 1 \right) . \quad (1.29)$$

Вольт-амперная характеристика вентильного фотоэлемента описывается уравнением вида:

$$I = I_{\phi} - I_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) . \quad (1.30)$$

На рисунке 1.9 для примера представлено семейство вольт-амперных характеристик p - n -перехода для различных значений светового потока Φ .

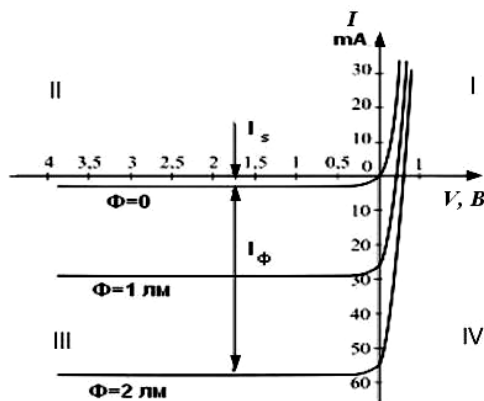


Рисунок 1.9 - Вольт-амперные характеристики p - n -перехода при различных значениях светового потока

Видно, что увеличение светового потока приводит к росту фототока.

Переход, смещенный в обратном направлении посредством внешнего источника питания ϵ , также может работать в фотодиодном режиме. При поглощении квантов света в p - n -переходе или в прилегающих к нему областях полупроводников образуются неравновесные электронно-дырочные пары. Неосновные носители заряда, образующиеся в p - n -переходе или прилегающих к нему областям, находящихся на расстоянии не превышающим диффузионной длины, диффундируют к p - n -переходу и проходят через него под действием электрического поля, рисунок 1.10. В результате под действием электромагнитного излучения обратный ток через p - n -переход возрастает на величину фототока.

Преимуществами фотодиодного режима являются высокая чувствительность и малая инерционность порядка 10^{-9} с, при этом вентильный режим характеризуется низким уровнем шумов и отсутствием источника питания.

На рисунке 1.11 приведена электрическая схема для исследования фотоЭДС p - n -перехода, работающего в фотодиодном режиме. Напряжение источника питания U_d приложено в обратном направлении к p - n -переходу.

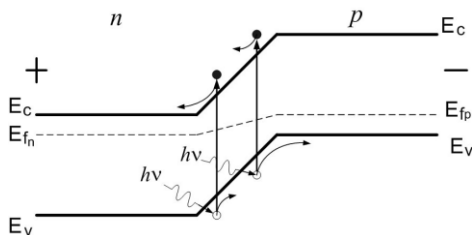


Рисунок 1.10 - Оптическая генерация и движение носителей заряда в p - n -переходе при обратном смещении

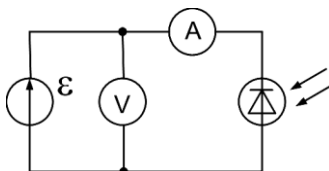


Рисунок 1.11 - Электрическая схема для исследования фотодиодного режима работы p - n -перехода

В фотодиодном режиме уравнение вольт-амперной характеристики p - n -перехода имеет вид:

$$I = I_{\phi} - I_s \left(e^{\frac{q(U - U_{\text{д}})}{kT}} - 1 \right). \quad (1.31)$$

Задавая напряжение источника питания достаточно большим, можно сделать темновой ток фотодиода равным току насыщения. На фототок величина $U_{\text{д}}$ почти не влияет и даже несколько его увеличивает, т.к. увеличивается тянущее поле и уменьшается, таким образом, потери на рекомбинацию. В этом и состоит большое преимущество фотодиодов перед фоторезисторами.

1.1.4 Оптоэлектронные полупроводниковые приборы

1.1.4.1 Фоторезисторы.

Фоторезистор – это полупроводниковый резистор, действие которого основано на явлении фотопроводимости (фоторезистивный эффект).

Они могут выполняться как на основе монокристаллических, так и пленочных полупроводников, рисунок 1.12.

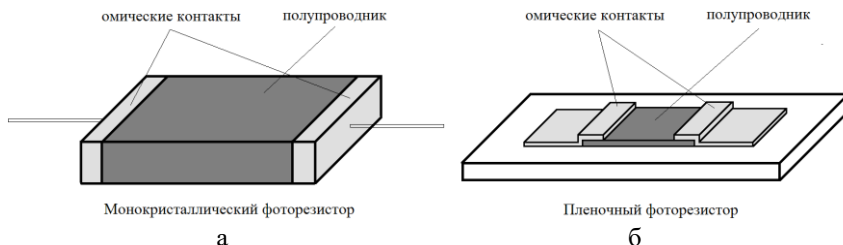


Рисунок 1.12 - Фоторезисторы на основе монокристаллического и пленочного полупроводников

Рассмотрим вывод уравнений непрерывности и фототока при импульсном освещении фоторезистора.

Генерация G и рекомбинация $R_{рек}$ носителей заряда характеризуются скоростями, которые соответственно равны $\pm \Delta n / \Delta t$, где Δn учитывает изменение концентрации неравновесных носителей относительно начала процесса за промежуток времени Δt .

При захвате носителей заряда на локальные центры происходит накопление объемного заряда. Темп накопления объемного заряда равен: $(1/q) \operatorname{div} J_n$.

Уравнение непрерывности для фотоэлектронов и фотодырок имеет вид:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R_{рек} + \frac{1}{q} \operatorname{div} J_{n,p}, \quad (1.32)$$

где $J_{n,p}$ - плотность электронного или дырочного тока.

Аналогичным выражением описывается кинетика изменения концентрации дырок. Полная плотность тока в полупроводнике складывается из диффузионной и дрейфовой составляющих. Для электронов она имеет вид:

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} + q n \mu_n E, \quad (1.33)$$

где D_n - коэффициент диффузии электронов.

Аналогичным образом описывается плотность дырочного тока. Для одномерного случая выражение, характеризующее движение нейтрального

фронта неравновесных носителей на основании уравнений (1.32) и (1.33) имеет вид:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R_{рек} + \frac{d}{dx} \left[D \frac{d(\Delta n)}{dx} \right] + \mu E \frac{d(\Delta n)}{dx}. \quad (1.34)$$

Из уравнения (1.32) следует, что на начальном этапе действия электромагнитного излучения, когда рекомбинация мала и объемный заряд отсутствует, нарастание неравновесных носителей заряда при заданных условиях освещения происходит линейно. За счет рекомбинации происходит отклонение от линейного закона и устанавливается равновесное значение концентраций неравновесных носителей заряда, определяющих стационарную фотопроводимость.

В стационарных условиях $d(\Delta n)/dt = 0$ и $d(\Delta p)/dt = 0$. Уравнение непрерывности приобретает вид:

$$\begin{aligned} - \left[D_n \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} + \mu_n E_x \frac{d(\Delta n)}{dx} \right] &= G - \frac{n - n_0}{\tau_n}, \\ - \left[D_p \frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} + \mu_p E_x \frac{d(\Delta p)}{dx} \right] &= G - \frac{p - p_0}{\tau_p}. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Уравнение (1.35) выражает закон сохранения числа частиц в стационарных условиях: поток частиц, исходящий из единицы объема полупроводника, равен числу частиц, генерируемых в этом объеме, за вычетом числа частиц, рекомбинирующих в этом объеме.

На рисунке 1.13 показана схема включения фоторезистора. Он подключается к источнику напряжения U через нагрузочное сопротивление R_n . Толщина полупроводника должна быть достаточно большой, чтобы в нём поглощался практически весь свет $W_0(1-r)$, прошедший через освещаемую поверхность (W_0 – мощность падающего света; r – коэффициент отражения поверхности). Если это условие выполняется, то число носителей (или пар носителей при собственном поглощении), генерируемых светом в единицу времени в полупроводнике при $\lambda < \lambda_{\max}$, будет равно:

$$G = \frac{W_0(1-r)Q}{h\nu} . \quad (1.36)$$

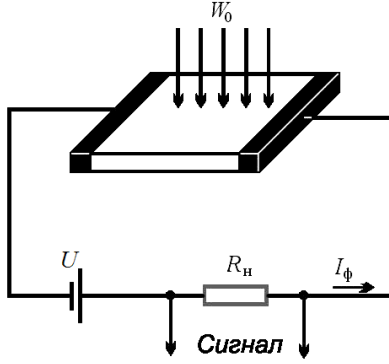


Рисунок 1.13 – Схема включения фоторезистора

Каждый генерируемый под действием электромагнитного излучения носитель заряда за время своей жизни проходит через резистор τ/t_{dp} раз, где t_{dp} – время дрейфа носителя через фоторезистор, определяемое формулой:

$$t_{dp} = \frac{l}{v_{dp}} = \frac{l}{\mu \cdot E} = \frac{l^2}{\mu \cdot U} . \quad (1.37)$$

Сила фототока I_ϕ равна скорости генерации умноженной на τ/t_{dp} и заряд электрона q :

$$I_\phi = \frac{qG\tau}{t_{dp}} = \frac{qG\tau(\mu_n + \mu_p)U}{l^2} = \frac{q\Delta N_{нар}(\mu_n + \mu_p)U}{l^2} . \quad (1.38)$$

Подставив в (1.38) уравнение (1.36), получим:

$$I_\phi = \frac{W_0(1-r)qQ\tau(\mu_n + \mu_p)U}{h\nu l^2} = \frac{W_0(1-r)q}{hcl^2} Q\tau(\mu_n + \mu_p)\lambda U . \quad (1.39)$$

Отношение

$$\frac{I_\phi}{W_0} = \frac{q(1-r)}{hcl^2} Q\tau(\mu_n + \mu_p) \lambda U \quad (1.40)$$

характеризует чувствительность фоторезистора. Она прямо пропорциональна длине волны падающего света, приложенному напряжению, времени жизни носителей и их подвижности и обратно пропорциональна квадрату длины чувствительного элемента фоторезистора. Следует указать, что в поликристаллических фоторезисторах чувствительность определяется процессами на границах монокристаллических зерен, а не процессами в объеме полупроводника; в этом случае соотношение (1.40) не применимо.

Основными характеристиками фоторезисторов являются следующие.

Вольт-амперная характеристика описывает зависимость фототока (при постоянном световом потоке Φ) или темнового тока от приложенного напряжения. Для фоторезисторов эта зависимость линейна и выражается уравнением вида:

$$I = \frac{\sigma ab}{l} U = \frac{(\sigma_T + \sigma_\phi) ab}{l} U = I_T + I_\phi, \quad (1.42)$$

где a, b – соответственно толщина и ширина фоторезистора.

На рисунке 1.14 изображена вольт-амперная характеристика фоторезистора при различных значениях светового потока, падающего на фоторезистор.

Если световой поток равен нулю, то характеристика называется темновой. Из уравнения (1.42) видно, что вольтамперная характеристика как темновая, так и при освещении является линейной, так как при постоянных температуре и световом потоке электропроводность не зависит от напряжения. Следует отметить, что в области обычно реализуемых освещенностей фототок намного больше темнового, поэтому $I \approx I_\phi$.

Световая характеристика описывает зависимость фототока от падающего светового потока при постоянном значении приложенного напряжения $I_\phi = f(\Phi)_{U=const}$. Эту зависимость можно заменить зависимостью I_ϕ от освещенности $E_{осв}$: $I_\phi = f(E_{осв})_{U=const}$, ее называют люкс-амперной характеристикой. Полупроводниковые фоторезисторы имеют нелинейную люкс - амперную характеристику, которая изображена на рисунке 1.15. При больших освещенностях увеличение фототока отстает от роста светового потока, намечается тенденция к насыщению. Это об-

ясняется тем, что при увеличении светового потока наряду с ростом концентрации генерируемых носителей заряда растет вероятность их рекомбинации. Наклон люкс - амперной характеристики зависит от приложенного к фоторезистору напряжения.

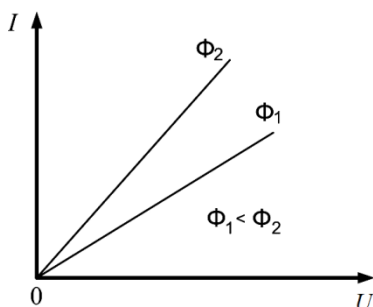


Рисунок 1.14 – Вольт - амперная характеристика фоторезистора для различных световых потоков

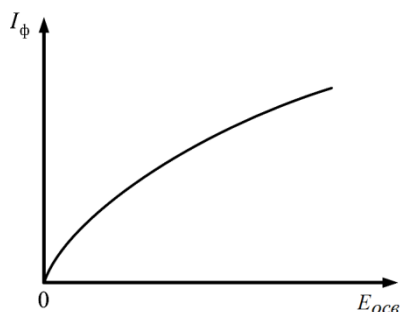


Рисунок 1.15 – Люкс – амперная характеристика фоторезистора

Спектральная характеристика описывает чувствительность фоторезистора при действии на него потока излучения постоянной мощности и определенной длины волны. Она может строиться в координатах фототок – длина волны при постоянной энергии падающего излучения. Спектральные зависимости фототока полупроводников, используемых для изготовления фоторезисторов, изображены на рисунке 1.16.

Спектральная характеристика определяется свойствами материала, применяемого для изготовления фоторезисторов. Из рисунка 1.16 видно, что максимальные значения фототока располагаются в широком диапа-

зоне длин волн, соответствующих видимой и инфракрасной областям спектра.

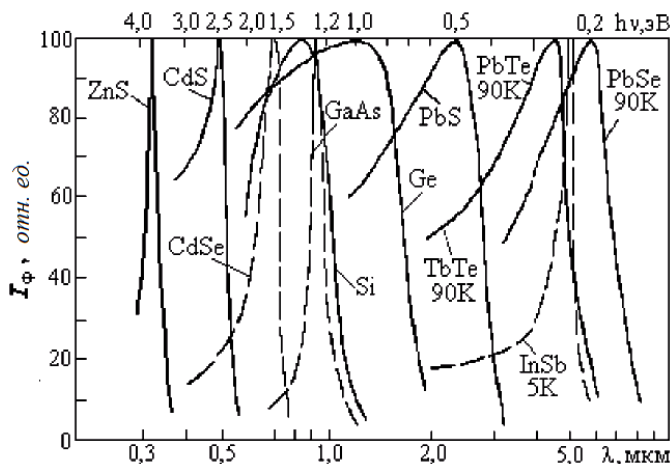


Рисунок 1.16 - Спектральное распределение фототока полупроводников в области собственного поглощения

Частотная характеристика описывает чувствительность фоторезистора при действии на него светового потока, изменяющегося с определенной частотой. Она представлена на рисунке 1.17. Наличие инерционности у фоторезисторов приводит к тому, что величина их фототока зависит от частоты модуляции падающего на них светового потока – с увеличением частоты светового потока фототок уменьшается. Инерционность ограничивает возможности применения фоторезисторов при работе с переменными световыми потоками высокой частоты.

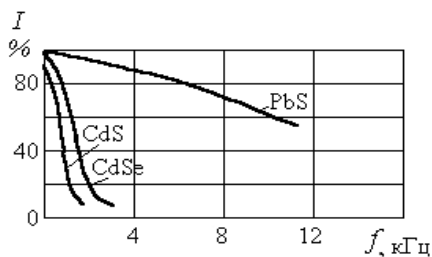


Рисунок 1.17 – Частотная характеристика фоторезисторов

1.1.4.2 Фотодиод.

Полупроводниковый фотодиод – это полупроводниковый диод, обратный ток которого зависит от освещенности.

Основными характеристиками и параметрами фотодиода являются следующие.

Вольт-амперная характеристика. В зависимости от режима работы вольт-амперная характеристика фотодиода описывается выражениями (1.30), (1.31). Эти уравнения представляют собой зависимость тока от напряжения на фотодиоде при разных значениях светового потока, т. е. является уравнением семейства ВАХ фотодиода, представленные на рисунке 1.9.

Семейство ВАХ фотодиода расположено в квадрантах I, III и IV, рисунок 1.9.

Квадрант I – это не рабочая область для фотодиода: в этом квадранте к p - n -переходу прикладывается прямое напряжение и диффузионная составляющая тока полностью подавляет фототок. В результате управление током через фотодиод посредством электромагнитного излучения становится невозможным.

Квадрант III – это фотодиодная область работы фотоэлемента. К p - n -переходу прикладывается обратное напряжение. Следует подчеркнуть, что в рабочем диапазоне обратных напряжений фототок практически не зависит от обратного напряжения и сопротивления нагрузки. Таким образом, в фотодиодном режиме при заданном значении светового потока Φ фотодиод является источником тока.

Квадрант IV - семейства вольт-амперных характеристик фотодиода соответствует фотогальваническому режиму работы фотодиода. По точкам пересечения вольт-амперных характеристик с осью напряжения можно определить значения фотоЭДС (напряжения холостого хода) при разных световых потоках Φ . У кремниевых диодов значение фотоЭДС равно 0,50–0,55 В. Точка пересечения вольт-амперных характеристик с осью токов соответствуют значениям токов короткого замыкания. При заданном значении тока по вольт-амперным характеристикам фотодиода можно выбрать оптимальный режим работы фотодиода в фотогальваническом режиме. Под оптимальным режимом в данном случае понимают выбор такого сопротивления нагрузки, при котором в R_n будет передаваться наибольшая электрическая мощность. Для кремниевых фотодиодов при оптимальной нагрузке напряжение на фотодиоде (нагрузке) $U = 0,35$ – $0,4$ В.

Энергетическая (световая) характеристика. Представляет собой зависимость тока, протекающего через фотодиод от светового потока Φ , падающего на поверхность фотодиода.

Данная зависимость является линейной потому, что толщина базы фотодиода меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда. Следовательно, практически все оптически генерируемые неосновные носители заряда в базе диода доходят до p - n -перехода, участвуя в образовании фототока. Потери неосновных носителей заряда на рекомбинацию в базе и на ее поверхности практически не зависят от светового потока из-за низкой концентрации неконтролируемых примесей, выполняющих роль ловушек для рекомбинации и захвата.

Из-за линейности световой характеристики фотодиода его интегральная чувствительность не зависит от приложенного обратного напряжения. Поэтому основной характеристикой фотодиода является интегральная чувствительность:

$$S_{\text{инт}} = \frac{I_{\phi}}{\Phi} . \quad (1.43)$$

В фотогальваническом режиме энергетические характеристики представляются зависимостями либо тока короткого замыкания, либо фотоЭДС от светового потока излучения. При больших потоках Φ закон изменения этих зависимостей существенно отклоняется от линейного. Появление нелинейности зависимости тока короткого замыкания от Φ связано, с увеличением падения напряжения на объемном сопротивлении базы фотодиода r_b . Снижение фотоЭДС объясняется уменьшением высоты потенциального барьера при накоплении избыточного заряда электронов в n -области и дырок в p -области; как следствие этого процесса, поле p - n -перехода слабее разделяет фотоносители и рост фотоЭДС при увеличении светового потока замедляется.

Спектральная характеристика. Представляет собой зависимость чувствительности фотодиода, определяемую уравнением (1.43), от длины волны излучения. Реальная спектральная характеристика отличается от теоретической. Снижение чувствительности в области коротких волн связано с тем, что при уменьшении длины волны излучения кванты света поглощаются в тонком приповерхностном слое, где скорость рекомбинации за счет ловушек значительно больше, чем в глубине материала. Таким образом, коротковолновая граница чувствительности фотодиода зависит от толщины базы и от скорости поверхностной рекомбинации. Уменьшая толщину базы и скорость рекомбинации можно сдвигать коротковолновую границу чувствительности фотодиода в сторону уменьшения длины волны. Спад чувствительности в области длинных волн соответствует длинноволновой границе спектральной чувствительности материала.

Положение максимума на спектральной характеристике фотодиода сильно зависит от спектральной характеристики коэффициента поглощения материала, на основе которого изготовлен фотодиод. Если коэффициент поглощения резко падает с уменьшением длины волны электромагнитного излучения, как, например, в германии, то положение максимума определяется шириной запрещенной зоны ($\lambda = 1,55$ мкм для Ge) и от толщины базы практически не зависит. Если же зависимость коэффициента поглощения от длины волны слабая, как, например, в кремнии, то максимум спектральной характеристики может смещаться при изменении толщины базы и скорости поверхностной рекомбинации. Так, максимум спектральной характеристики кремниевого фотодиода можно изменять в диапазоне от 0,6 до 1 мкм.

Быстродействие фотодиода. Быстродействие фотодиода определяется, с одной стороны, процессами разделения носителей заряда, возникающих при поглощении излучения, полем p - n -перехода, с другой стороны - емкостью p - n -перехода. Разделение фотоносителей полем p - n -перехода происходит после того, как соответствующий фотоноситель (дырка или электрон) из места генерации продиффундирует к p - n -переходу. Время пролета носителей заряда через p - n -переход:

$$t_{np} \approx \frac{\delta}{v_{\max}}, \quad (1.44)$$

где δ - ширина p - n -перехода; v_{\max} - максимальная скорость дрейфа носителей заряда.

В германии и кремнии $v_{\max} = 5 \cdot 10^4$ м/с, а ширина p - n -перехода, которая зависит от обратного напряжения и концентрации примесей в базе, обычно меньше 5 мкм. Следовательно, время пролета носителей заряда через p - n -переход $t_{np} \leq 0,1$ нс.

Длительность перезаряда барьерной емкости фотодиода при малом сопротивлении нагрузки определяется постоянной времени $C_{бар} r_B$. Значение постоянной времени для обычных фотодиодов составляет около 1 нс.

Как показывают расчеты, быстродействие фотодиодов определяется в основном длительностью диффузии фотоносителей к p - n -переходу.

В фотодиодном режиме нарастание тока через p - n -переход описывается уравнением:

$$I_{\phi} = I_{\phi_{ст}} \left(1 - e^{-t/\tau_{np}} \right), \quad (1.45)$$

где $I_{\phi ст}$ – стационарное значение фототока; τ_{np} - время пролета неосновных носителей заряда в n -базе.

При выключении электромагнитного излучения процесс исчезновения неосновных носителей заряда определяется их уходом через p - n -переход, при этом ток через фотодиод спадает по закону:

$$I_{\phi} = I_{\phi ст} e^{-t/\tau_{np}}. \quad (1.46)$$

В фотодиодном режиме параметр τ_{np} определяет время диффузии носителей заряда от зоны их генерации до p - n -перехода. Для фотодиодов на основе кремния время пролета неосновных носителей заряда приблизительно составляет 100 нс.

Рассмотрим переходные процессы в фотогальваническом режиме для определения характера изменения фотоЭДС при разомкнутой внешней цепи. Пусть в момент времени $t = 0$ на фотодиод подается световой импульс прямоугольной формы. В n -области p - n -перехода начинается генерация неравновесных носителей заряда, концентрация которых будет увеличиваться во времени. Следовательно, будет расти дырочный ток через p - n -переход и p -область фотодиода зарядится положительно по отношению к n -области. С ростом концентрации избыточных носителей заряда увеличивается скорость их рекомбинации. При некотором значении концентрации носителей заряда процессы рекомбинация и генерация уравниваются друг друга, а фотоЭДС достигнет стационарного значения. После окончания светового импульса избыточные носители в n -области рекомбинируют, при этом уменьшаются их концентрация, ток, протекающий через p - n -переход, и фотоЭДС. Таким образом, процесс изменения фотоЭДС и фототока в фотогальваническом режиме определяется генерацией и рекомбинацией (накоплением и рассасыванием) избыточных носителей заряда, скорость которых характеризуется постоянной времени жизни τ_p , т. е. нарастание и спад фототока через p - n -переход описывается уравнениями вида (1.45) и (1.46).

По мере увеличения светового потока происходит уменьшение времени нарастания и увеличивается время спада фотоЭДС.

1.2 Порядок выполнения работы

1.2.1 Задания для выполнения работы

При помощи предложенных инструкций, находящихся около соответствующего оборудования, ознакомиться с особенностями использоуе-

мых приборов и собрать измерительный стенд, схематическое изображение которого приведено на рисунке 1.17.

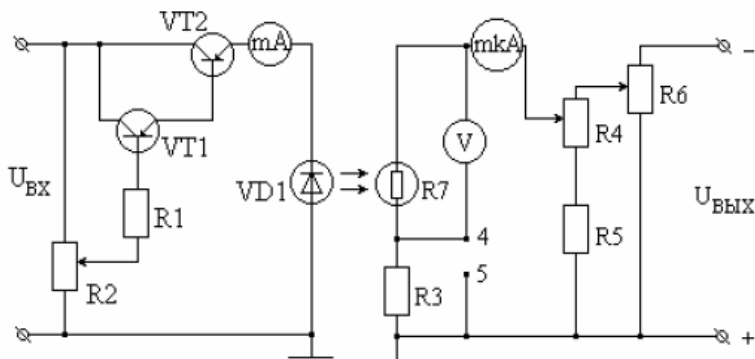


Рисунок 1.17 – Электрическая схема измерительного стенда

Резисторы R1-R2 и транзисторы VT1-VT2 служат для регулировки тока, протекающего через светодиод, который измеряется миллиамперметром (регулировка яркости свечения светодиода).

Резисторы R4-R6 служат для регулировки электрического режима работы фоторезистора, регистрируемого микроамперметром и вольтметром.

1.2.2 Порядок выполнения

1. Измерить вольт-амперную характеристику фоторезистора $I_{PT} = f(U_P)$ при отсутствии светового воздействия. Напряжение на фоторезисторе U_P изменять от 1 до 8 В с шагом 1 В. Результаты измерений занести в таблицу 1.1. Обратите внимание, чтобы фоторезистор был защищен от случайного светового воздействия.

Таблица 1.1 – Результаты измерения темновой вольт-амперной характеристики фото резистора

| | | | | | | | | |
|---------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|
| $U_P, \text{В}$ | | | | | | | | |
| $I_{PT}, \text{мА}$ | | | | | | | | |

2. По полученным данным построить график темновой вольт-амперной характеристики $I_{PT} = f(U_P)$.

3. Измерить вольт-амперные характеристики фоторезистора $I_{PC}=f(U_P)$ при наличии светового воздействия. Характеристика снимается при трех значениях светового потока, падающего на фоторезистор, которые задаются величиной тока, протекающего через светодиод: $I_{CD} = 5$ мА, $I_{CD} = 10$ мА, $I_{CD} = 20$ мА. Напряжение на фоторезисторе изменять от 1 до 8 В с шагом 1 В. Результаты измерений занести в таблицу 1.2.

Таблица 1.2 – Результаты измерения вольт-амперных характеристик фото резистора при наличии светового воздействия

| U_P , В | | | | | | | | |
|-------------------------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|
| I_{PC1} , мА при $I_{CD} = 5$ мА | | | | | | | | |
| I_{PC2} , мА при $I_{CD} = 10$ мА | | | | | | | | |
| I_{PC3} , мА при $I_{CD} = 20$ мА | | | | | | | | |

4. По полученным данным построить графики вольт-амперных характеристик $I_{PC}=f(U_P)$ и график люкс-амперной характеристики $I_{PC}=I(I_{CD})$ при $U_P=8$ В.

5. Измерить обратную ветвь вольт-амперной характеристики фотодиода $I_{DT} = f(U_D)$ при отсутствии светового воздействия. Результаты измерений занести в таблицу 1.3. Обратите внимание, чтобы фотодиод был защищен от случайного светового воздействия.

Таблица 1.3 – Результаты измерения обратной ветви темновой вольт-амперной характеристики фотодиода

| U_D , В | | | | | | | | |
|---------------|--|--|--|--|--|--|--|--|
| I_{DT} , мА | | | | | | | | |

6. По полученным данным построить график обратной ветви темновой вольт-амперной характеристики $I_{DT} = f(U_D)$.

7. Измерить обратные ветви вольт-амперных характеристик фотодиода $I_{DC}=f(U_D)$ при наличии светового воздействия. Характеристика снимается при трех значениях светового потока, падающего на фотодиод, которые задаются величиной тока, протекающего через светодиод: $I_{CD} = 5$ мА, $I_{CD} = 10$ мА, $I_{CD} = 20$ мА. Результаты измерений занести в таблицу 1.4.

8. По полученным данным построить графики обратных ветвей вольт-амперных характеристик $I_{DC}=f(U_D)$ и график люкс-амперной характеристики $I_{DC}=I(I_{CD})$ при $U_D=0,8$ В.

Таблица 1.4 – Результаты измерения обратных ветвей вольт-амперных характеристик фотодиода при наличии светового воздействия

| | | | | | | | | |
|---|--|--|--|--|--|--|--|--|
| $U_{\text{д}}, \text{В}$ | | | | | | | | |
| $I_{\text{ДС1}}, \text{мА}$ при $I_{\text{СД}} = 5 \text{ мА}$ | | | | | | | | |
| $I_{\text{ДС2}}, \text{мА}$ при $I_{\text{СД}} = 10 \text{ мА}$ | | | | | | | | |
| $I_{\text{ДС3}}, \text{мА}$ при $I_{\text{СД}} = 20 \text{ мА}$ | | | | | | | | |

1.3 Контрольные вопросы

1. Какие основные параметры фоторезисторов?
2. Перечислите основные характеристики фоторезисторов и их особенности.
3. В устройствах какого типа могут применяться фоторезисторы?
4. Какие основные параметры фотодиодов?
5. Перечислите основные характеристики фотодиодов и их особенности.
6. В устройствах какого типа могут применяться фотодиоды?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТОПАР

Цель работы – Ознакомление с методами экспериментального исследования оптопар. Изучение основных характеристик оптопар в фотогенераторном и фотодиодном режимах.

2.1 Общие сведения

2.1.1 Конструкция и классификация оптопар

Оптопарой называют оптоэлектронный прибор, в котором в одном общем корпусе конструктивно объединены излучатель и фотоприемник, взаимодействующие друг с другом оптически и электрически. Связи между компонентами оптопары могут быть как прямыми, так и обратными, как положительными, так и отрицательными, кроме того, одна из связей (электрическая или оптическая) может отсутствовать.

В состав единого прибора вместе с оптопарой или несколькими оптопарами могут входить еще и дополнительные микроэлектронные или оптические элементы. Такие приборы существенно отличаются от элементарных оптопар, поэтому в литературе принято использовать для их названия термин оптрон, при этом имеется в виду оптоэлектронный прибор любого произвольного вида с внутренними оптическими связями.

Основные функциональные разновидности оптопар. Оптопара с прямой оптической и оборванной электрической связью используется как элемент электрической развязки, она получила широкое распространение. Оптрон с прямой электрической и оборванной оптической связью, то есть оптрон с оптическим входом и выходом, представляет собой преобразователь световых сигналов: это может быть простое усиление (или ослабление) интенсивности света, преобразование спектра или направления поляризации, преобразование некогерентного излучения в когерентное и т.д. Если в таком оптроне фотоприемник и излучатель являются многоэлементными, то он может выполнять функцию преобразователя изображений. Оптрон с электрической и оптической связями получил название регенеративного оптрона. В нем могут реализоваться любые комбинации видов входных и выходных сигналов, в частности, при определенных условиях может осуществляться частичное или даже полное восстановление (регенерация) входного сигнала за счет энергии обратной связи.

Следует подчеркнуть важность такого элемента оптопары, как оптический канал между излучателем и фотоприемником. Существует три его разновидности. Прежде всего, это простой светопровод, предназна-

ченный для передачи энергии излучения на фотоприемник; чаще всего он выполняется в виде прозрачной иммерсионной среды. Возможно и такое конструктивное решение, при котором в зазор между излучателем и фотоприемником имеется доступ извне; в этом случае мы имеем оптопару с открытым оптическим каналом. Наконец, в оптопаре иммерсионная среда может быть выполнена из материала, светопропускание которого изменяется при внешних воздействиях (температура, электрическое и магнитное поля и др.); такой прибор называют оптопарой с управляемым оптическим каналом.

Указанные приборы являются важными элементами некогерентной оптоэлектроники. В качестве элементов электрической развязки оптопары получили широкое промышленное распространение вследствие многих принципиальных достоинств этих приборов, таких как идеальная электрическая развязка, высокое напряжение изоляции, однонаправленность распространения информации, широкополосность. К этому следует добавить совместимость оптопар с изделиями микроэлектроники – технологическую, эксплуатационную, а также по уровням входных и выходных сигналов.

Среди оптопар, используемых для электрической развязки, широко представлены такие типы оптопар, у которых в качестве фотоприемника используются фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры. Кроме указанных оптопар известный интерес могут представить и другие, у которых в качестве фотоприемника используются функциональные фоторезисторы, лавинные фотодиоды, фотоварикапы, однопереходные транзисторы, МДП-транзисторы и др.

2.1.2 Резисторные оптопары

В резисторной оптопаре в качестве фотоприемного элемента используется фоторезистор – полупроводниковый резистор, сопротивление которого уменьшается при воздействии видимых световых или невидимых глазом инфракрасных лучей. Уменьшение сопротивления фоторезистора происходит за счет генерации светом свободных носителей заряда – электронов и дырок, увеличивающих электропроводность полупроводника.

Фоторезистор и излучатель (сверхминиатюрные лампочки накаливания, светодиоды либо инфракрасные диоды) объединены внутри корпуса оптопары оптически прозрачной средой (клеем) с большим сопротивлением изоляции.

Выходная характеристика резисторной оптопары соответствует аналогичной характеристике фоторезистора, приведенной на рисунке 1.14.

2.1.3 Диодные оптопары

В диодной оптопаре в качестве фотоприемного элемента используется фотодиод (на основе кремния), а в качестве излучателя – инфракрасный излучающий диод. Максимум спектральной характеристики излучения диода приходится на длину волны около 1 мкм. Излучение с такой длиной волны вызывает генерацию в полупроводнике (кремнии) пар носителей заряда – электронов и дырок. Эти электроны и дырки разделяются внутренним электрическим полем перехода фотодиода и заряжают р-область положительно, а n-область отрицательно. В результате на выводах фотодиода появляется фото-ЭДС. Это так называемый фотогенераторный (вентильный) режим работы фотодиода.

Если к фотодиоду приложено обратное (запирающее) смещение более 0,5 В, то электроны и дырки, генерированные падающим излучением, увеличивают обратный ток фотодиода. Это фотодиодный режим работы фотоприемного элемента. Диодные оптопары могут работать как в фотогенераторном, так и фотодиодном режимах. Значение обратного фототока практически линейно возрастает с увеличением интенсивности света излучающего диода.

Диоды излучателя и приемника изготавливаются по планарно-эпитаксиальной технологии. Структуры соединяются между собой оптически прозрачным клеем, слой которого обеспечивает надежную электрическую изоляцию входной цепи оптопары – излучателя – от выходной – фотодиода.

Для повышения быстродействия создаются фотодиоды с р-і-п-структурой, где і, как известно, обозначает слой полупроводника (кремния) собственной проводимости (полуизолирующий) между легированными областями р- и n-типа. Возникающее в і-области сильное электрическое поле приводит к сокращению времени пролета носителей заряда через эту область и, следовательно, к быстрому нарастанию и спаду фототока. Время нарастания и спада фототока может составлять доли наносекунд.

Основными параметрами диодных оптопар являются следующие:

- входное напряжение $U_{вх}$ - постоянное прямое напряжение на диоде-излучателе при заданном входном токе;

- максимальное входное обратное напряжение $U_{вх.обр.мах}$, приложенное ко входу диодной оптопары, при котором обеспечивается ее надежная работа (для входной цепи оптопары указывается значение максимального постоянного $I_{вх.мах}$ или импульсного $I_{вх.и.мах}$ входного тока, при которых обеспечивается надежная работа прибора);

- максимальное выходное обратное постоянное и импульсное напряжение $U_{\text{вых.обр.тах}}$ и $U_{\text{вых.обр.и.тах}}$ определяют максимальные напряжения в выходной цепи оптопары, при которых обеспечивается ее надежная работа. Выходной обратный ток (темновой) $I_{\text{вых.обр.т}}$ - ток, протекающий в выходной цепи диодной оптопары при отсутствии входного тока и заданном напряжении на выходе;

- время нарастания выходного сигнала $t_{\text{нр}}$ - интервал времени, в течение которого выходной сигнал оптопары изменяется от 0,1 до 0,5 максимального значения;

- время спада выходного сигнала $t_{\text{сп}}$ - интервал времени, в течение которого выходной сигнал изменяется от 0,9 до 0,5 максимального значения;

- статический коэффициент передачи K_I - отношение разницы выходного тока и выходного темнового тока к входному току, выраженное в процентах. Коэффициент передачи тока в диодных оптопарах составляет единицы процентов и примерно равен значению квантового выхода светодиода. Так как темновой выходной ток обычно значительно меньше светового, коэффициент передачи тока выражают как $K_I = I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}}$.

Для описания свойств диодных оптопар обычно используются входные и выходные вольтамперные характеристики, передаточные характеристики в фотогенераторном и фотодиодном режимах.

Выходная характеристика оптопары аналогична обратной ветви вольтамперной характеристики фотодиода. Обратный ток практически не зависит от напряжения. При большом напряжении возникает электрический пробой фотодиода.

Передаточная характеристика в фотодиодном режиме представляет собой зависимость выходного тока от входного и практически линейна в широком диапазоне входного тока.

Передаточная характеристика в фотогенераторном режиме нелинейна. Фото-ЭДС при увеличении входного тока стремится к насыщению. При этом фото-ЭДС не может превышать контактной разности потенциалов (высоты барьера) на р-п- переходе фотодиода и составляет обычно 0,5 – 0,8 В.

Диодные оптопары типов АОД101А – АОД101Д; ЗОД101А – ЗОД101Г; АОД 107А и их аналоги могут быть использованы как в фотодиодном, так и в фотогенераторном режиме. Оптопары АОД 112А-1 и ЗОД112А-1 используются в фотогенераторном режиме. Для остальных типов диодных оптопар техническими условиями оговаривается возможность использования их только в фотодиодном режиме.

При использовании диодных оптронов в схемах радиоэлектроники учитывается ряд свойств, присущих этому классу оптронов:

- самое высокое быстродействие фотоприемников на р-і-п- структурах;
- малые темновые токи в выходной цепи;
- высокое сопротивление гальванической развязки.

Важной разновидностью диодных оптопар являются так называемые дифференциальные оптопары – приборы, в которых один излучатель воздействует на два идентичных фотодиода. Подобие выходных характеристик двух каналов дифференциальной оптопары позволяет использовать эти приборы для неискаженной передачи аналоговых сигналов.

Широкое распространение получили также оптоэлектронные микросхемы – главным образом переключатели, состоящие из быстродействующей диодной оптопары и ключевого усилителя на выходе, - этим обеспечивается полное согласование по уровням входных и выходных сигналов со стандартными логическими микросхемами.

Перспективны также оптоэлектронные коммутаторы силовой нагрузки – микросхемы или устройства, выполняющие функции реле переменного и постоянного тока и содержащие оптическое звено в цепи управления. В них обычно применяются транзисторные и тиристорные оптопары.

Выходная характеристика диодной оптопары соответствует аналогичной характеристике диода, приведенной на рисунке 1.9.

2.1.4 Транзисторные оптопары

Транзисторная оптопара выполняется с фотоприемным элементом на основе фототранзистора. Как правило, в оптопарах используются фототранзисторы с п-р-п- структурой на основе кремния, чувствительные к излучению с длиной волны около 1 мкм. Излучателями служат обычно арсенидогаллиевые диоды, максимум спектрального излучения которых лежит вблизи области наибольшей чувствительности фототранзистора. Излучательный диод конструктивно расположен так, что большая часть света направляется на базовую область транзистора. Так же, как и в других оптопарах, излучатель и приемник изолированы друг от друга оптически прозрачной средой.

При отсутствии излучения в цепи коллектора фототранзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Протекает обратный (темновой) ток, аналогичный по происхождению и характеристикам току в обычных биполярных транзисторах.

При облучении в базовой области фототранзистора генерируются пары электрон – дырка. Электроны вытягиваются из базы в сторону положительно заряженного коллектора, а дырки остаются в базе и создают положительный заряд. Это эквивалентно возникновению отпирающего тока базы транзистора, вследствие чего ток коллектора также увеличива-

ется. Таким образом, фототранзистор обладает внутренним усилением фототока.

Основные параметры входной цепи транзисторной оптопары аналогичны параметрам диодных оптопар, так как в них используются сходные излучатели.

Справочные зависимости и характеристики транзисторных оптопар приводятся для ключевого режима, так как этот режим является основным при использовании оптопар данного типа.

Быстродействие транзисторных, а также тиристорных оптопар характеризуется временами переключения, типичные значения которых 5-50 мкс, в лучших образцах удается получить 1 мкс. Очевидная перспектива развития транзисторных оптопар связана с использованием в качестве фотоприемника гетеротранзисторов на основе твердых растворов на основе элементов третьей и пятой групп системы Менделеева (соединений A_3B_5) – при этом вполне реально снижение времен переключения до 1...10 нс.

2.1.5 Тиристорные оптопары

В тиристорных оптопарах в качестве приемного элемента используется кремниевый фототиристор.

Фототиристор, так же как и обычный тиристор, имеет четырехслойную р-п-р-п- структуру. Конструктивно оптопара выполнена так, что основная часть излучения входного светодиода направлена на высокоомную базовую п-область фототиристора. К крайним областям – р-аноду и п-катоду прикладывается внешнее выходное напряжение плюсом к аноду. При облучении в п-базе генерируются пары носителей заряда – электронов и дырок. Электрическим полем центрального перехода между п- и р-областями носители заряда разделяются. При этом электроны остаются в п-базе, а дырки попадают в р-базу, заряжая соответствующие базы отрицательно и положительно. При такой полярности зарядов на базах происходит инжекция неосновных носителей заряда из крайних переходов структуры тиристора (называемых эмиттерами). Лавинообразное нарастание тока через структуру приводит к отпиранию тиристора, все три перехода оказываются смещенными в прямом направлении, и падение напряжения на фототиристоре в открытом состоянии получается малым.

Фототиристор, так же как и фототранзистор, обладает большим внутренним усилением фототока. В отличие от фототранзистора включенное состояние фототиристора сохраняется и при прекращении излучения входного светодиода.

Таким образом, управляющий сигнал на тиристорную пару может подаваться только в течение небольшого времени, необходимого для от-

пирания тиристора. Этим достигается существенное снижение энергии, необходимой для управления тиристорной оптопарой.

Чтобы запереть фототиристор, с него надо снять внешнее напряжение. Если тиристор включается в цепь переменного или пульсирующего напряжения, то выключение тиристора происходит в каждый из периодов при снижении напряжения и тока через тиристор до значения, при котором не может поддерживаться включенное состояние структуры.

Выходная характеристика тиристорной оптопары соответствует аналогичной характеристике тиристора, приведенной на рисунке 2.1.

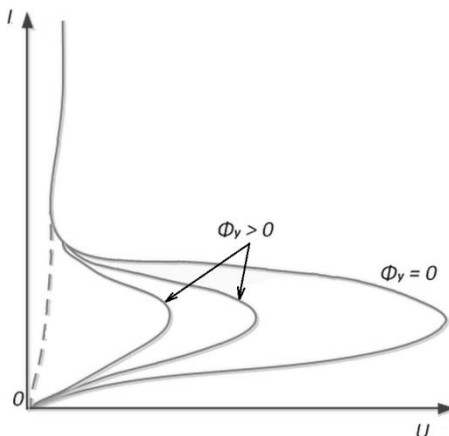


Рисунок 2.1 – Выходная вольт - амперная характеристика тиристорной оптопары для различных световых потоков

2.1.6 Волстроны

Появление волоконных световодов дало толчок развитию так называемых длинных оптронов или волстронов, в которых излучатель и фотоприемник неразъемно связаны друг с другом отрезком волоконно-оптического кабеля. Такой прибор выгодно отличается от традиционной короткой волоконно-оптической линии связи (ВОЛС), содержащей пару оптических соединителей, лучшей передаточной характеристикой, большей надежностью, меньшими габаритными размерами и стоимостью. Волстроны длиной от десятков сантиметров до нескольких метров незаменимы в качестве элементов электрической развязки в сверхвысоковольтной радиоэлектронной и электротехнической аппаратуре, во многих случаях внутриобъектового применения они удобнее, чем короткие ВОЛС.

В заключение отметим, что значимость оптопар, других оптоэлектронных приборов и устройств некогерентной оптоэлектроники определяется не только уникальностью выполняемых ими функций, но и тем, что это направление науки и техники уже получило реальное промышленное воплощение, характеризующееся массовым производством приборов и их применением во всех сферах народного хозяйства и специальной техники.

2.2 Порядок выполнения работы

2.2.1 Задания для выполнения работы

При помощи предложенных инструкций, находящихся около соответствующего оборудования, ознакомиться с особенностями используемых приборов и собрать измерительный стенд, схематическое изображение которого приведено на рисунке 2.2.

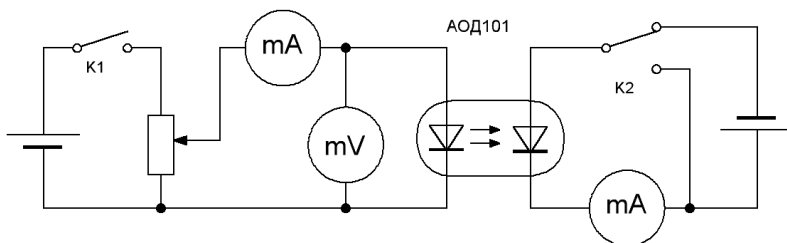


Рисунок 2.2 – Электрическая схема измерительного стенда

Переключатель K2 определяет режим работы оптрона: вентильный или фотодиодный.

2.2.2 Порядок выполнения

1. Ознакомиться с исследуемой оптопарой (внешним видом, принципиальной электрической схемой, назначением выводов, электрическими параметрами, предельно допустимыми электрическими режимами эксплуатации).

2. Исследовать зависимость выходного тока $I_{вых}$ от входного тока $I_{вх}$, и рассчитать коэффициент передачи тока $K_I = I_{вых} / I_{вх}$ для оптопары, работающей в фотогенераторном (вентильном) режиме. Полученные данные занести в таблицу 2.1.

Таблица 2.1 - Результаты измерения зависимости выходного тока $I_{\text{вых}}$ от входного тока $I_{\text{вх}}$, и рассчитанные коэффициенты передачи тока $K_I = I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}}$

| | | | | | |
|------------------------------|--|--|--|--|--|
| $I_{\text{вх}}, \text{ мА}$ | | | | | |
| $I_{\text{вых}}, \text{ мА}$ | | | | | |
| $K_I, \text{ отн. ед.}$ | | | | | |

3. Вычислить коэффициент передачи по току при $I_{\text{вх}} = 50 \text{ мА}$ (в %).

2.3 Контрольные вопросы

1. Оптрон. Определение, назначение, устройство.
2. Достоинства и недостатки оптронов.
3. Общая классификация оптронов. Монолитные оптроны.
4. Основные характеристики оптронов. Коэффициент передачи по току.
5. Проблемы и задачи оптронной техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. – М.: Радио и связь, 1981.
2. Иванов В.И., Аксенов А.И., Юшин А.М. Полупроводниковые приборы. Справочник. Под ред. Н.Н. Горюнова.- М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. –2-е изд., перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1989.
4. Верещагин И.К., Косяченко Л.А., Кокин С.М. Введение в оптоэлектронику.- М.: Высшая школа, 1991.
5. Гребнев А.К., Гридин В.Н., Дмитриев В.П. Оптоэлектронные элементы и устройства./Под ред. Ю.В. Гуляева. – М.: Радио и связь, 1998.
6. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М.: Высшая школа, 2001.
7. Кривоносов А.И. Оптоэлектронные устройства. М.: Энергия, 1978.
8. Осинский В.И. Интегральная оптоэлектроника. Минск, изд. Наука и техника, 1977.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 3 |
| 1. ЛАБОРАТОРНАЯ РОБОТА 1 | |
| Исследование вольт-амперных характеристик фоторезистора и фотодиода | 4 |
| 1.1. Общие сведения..... | 4 |
| 1.1.1. Классификация фотоэлектрических эффектов и оп- тоэлектронных приборов | 4 |
| 1.1.2. Оптические свойства полупроводников | 5 |
| 1.1.3. Фотовольтаические эффекты | 15 |
| 1.1.4. Оптоэлектронные полупроводниковые приборы | 20 |
| 1.2. Порядок выполнения работы..... | 30 |
| 1.2.1. Задания для выполнения работы..... | 30 |
| 1.2.2. Порядок выполнения..... | 31 |
| 1.3. Контрольные вопросы..... | 33 |
| 2. ЛАБОРАТОРНАЯ РОБОТА 2 | |
| Исследование характеристик оптопар..... | 34 |
| 2.1. Общие сведения..... | 34 |
| 2.1.1. Конструкция и классификация оптопар | 34 |
| 2.1.2. Резисторные оптопары | 35 |
| 2.1.3. Диодные оптопары | 36 |
| 2.1.4. Транзисторные оптопары..... | 38 |
| 2.1.5. Тиристорные оптопары..... | 39 |
| 2.1.6. Волстроны..... | 40 |
| 2.2. Порядок выполнения работы..... | 41 |
| 2.2.1. Задания для выполнения работы..... | 41 |
| 2.2.2. Порядок выполнения..... | 41 |

| | |
|-------------------------------|----|
| 2.3. Контрольные вопросы..... | 42 |
|-------------------------------|----|

[illegible]

This image shows a single sheet of white paper with horizontal ruling lines. The lines are evenly spaced and run across the width of the page. There are no margins, text, or other markings on the paper.

Учебное издание

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к лабораторным работам
«Исследование характеристик оптоэлектронных приборов»
из раздела «Полупроводниковые фотоприемники
и источники излучения»
дисциплины «Физические основы оптоэлектроники»
для студентов направления подготовки
6.050801 «Микро- и нанoeлектроника»**

Составители: ЗАЙЦЕВ Роман Валентинович
ХРИПУНОВ Геннадий Семенович

Ответственный за выпуск М.В. Кириченко

План 2013 р.

Підписано до друку 15.01.14. Формат 60×84 1/16. Папір друк. №2.
Друк – ризографія. Гарнітура Times New Roman. Ум. друк. арк. 3,2.
Обл.-вид. 3,8. Тираж 50 прим. Зам. № _____. Ціна договірна.

Видавничий центр НТУ «ХПІ». 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21.
Свідоцтво про державну реєстрацію ДК № 116 від 10.07.2000 р.

Друкарня НТУ «ХПІ». 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21.